

Alexandre PAYEZ

*Interactions Fondamentales en Physique  
et en Astrophysique, Université de Liège*

## Résumé

L'objet de mes recherches est de déterminer si l'interaction entre photons et particules pseudoscalaires dans des champs magnétiques extragalactiques est à même de reproduire les observations concernant les directions des vecteurs de polarisation de la lumière provenant de différents quasars. Le fait intrigant que ces polarisations soient corrélées sur des distances cosmologiques dans certaines régions du ciel pourrait, en effet, être expliqué par l'existence de telles particules, parmi lesquelles comptent les axions.

Comme bien souvent en astrophysique, dans ce qui suit, nous allons nous intéresser à la lumière nous provenant de sources lointaines — dans notre cas, de quasars et autres noyaux actifs de galaxies — et tenter d'en retirer de la physique.

Disposant en outre de ses caractéristiques spectrales, la lumière nous fournit également des informations sur sa source et sur le milieu qu'elle a traversé par la direction selon laquelle vibre son champ électrique ou, plus généralement, par son état de polarisation. La mesure de cette polarisation (la polarimétrie) et son analyse forment, de ce fait, un moyen supplémentaire de scruter notre Univers.

Ainsi, c'est en observant la distribution des vecteurs de polarisation de la lumière provenant de lointains quasars que l'existence d'une orientation cohérente de ces vecteurs sur de gigantesques distances ( $\sim 1$  Gpc) dans certaines régions du ciel (Fig 1) a pu être mise en évidence par Hutsemékers et coll. [1]. Ce fait observationnel, qui semble requérir un mécanisme pour le moment inconnu et agissant sur des distances cosmologiques, constitue le point de départ de notre étude phénoménologique [2–4], qui s'inscrit dans le cadre de la physique des astroparticules.

Bien que nous ne pourrions pas couvrir ici en détail les observations et leur analyse, insistons néanmoins sur le fait que cet effet a été constaté en lumière visible ( $\sim 500$  nm), qu'il ne se manifeste apparemment pas en longueurs d'ondes radio et que cette tendance à l'alignement semble se produire pour tout type de noyaux actifs de galaxie<sup>1</sup>, et cela sans détruire les propriétés polarimétriques habituellement considérées comme leur étant intrinsèques.

1. Dans ce texte, nous parlerons donc indifféremment de *quasars*, de *noyaux actifs de galaxie* ou d'*AGN*.

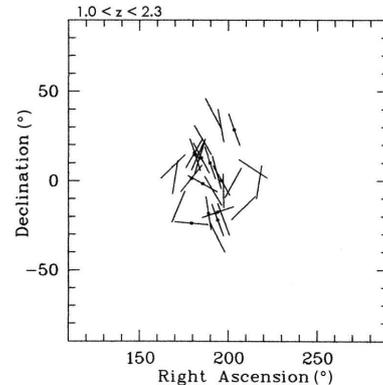


FIGURE 1 – Carte de la distribution des plans de polarisation (traits de longueur arbitraire) de différents quasars dans une zone donnée [1, 3].

Il est également très important de souligner que cet effet ne peut être expliqué de manière locale puisque des objets situés le long de la même ligne de visée mais dans différentes régions, à différents redshifts, ne présentent pas la même direction privilégiée. De ce fait, afin d'expliquer ces observations nous pourrions :

- soit invoquer un phénomène menant à un alignement des axes morphologiques des quasars sur d'immenses distances ;
- soit supposer que leur distribution est initialement aléatoire et que c'est durant sa propagation que la lumière qui nous vient de ces sources voit ses propriétés modifiées, suite à un mécanisme à déterminer.

C'est ainsi que l'axion entre en jeu : l'axion est une particule hypothétique, postulée il y a plus de trente ans, qui a notamment comme particularité d'être pseudoscalaire (tout comme le  $\pi^0$ ) et d'avoir un temps de vie extrêmement long. Ce que cette particule a de si intéressant pour notre étude est qu'elle interagit avec la lumière et pourrait permettre d'expliquer les données de polarisation de quasars.

En effet, en présence d'un champ magnétique extérieur  $\vec{B}$ , il existe un terme de couplage entre axions et photons polarisés parallèlement à  $\vec{B}$  ; les photons polarisés perpendiculairement à celui-ci ne sont pas affectés par l'existence des axions. Nous disposons donc d'un mécanisme à même de modifier la polarisation de la lumière lors de sa propagation de la source jusqu'à l'observateur. Notons que cette interaction (Fig. 2) rappelle l'effet dit Primakoff, dans le cas des pions.

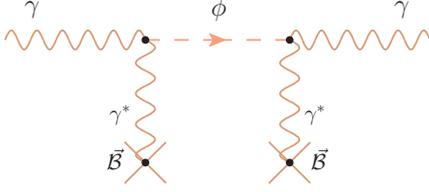


FIGURE 2 – Interactions axion-photon dans des champs magnétiques (double effet Primakoff).

En ce qui nous concerne, l'étude du mélange axion-photon — sujet également couvert par d'autres auteurs [5] —, revient à calculer les modifications des différents paramètres de polarisation de faisceaux de lumière, initialement polarisés ou non, suite à leur interaction avec des pseudoscalaires très légers, dans des champs magnétiques extérieurs similaires à ceux typiquement présents dans des (super)amas de galaxies. Des implications physiques de ce phénomène de mélange sur l'état de polarisation de la lumière sont un *dichroïsme* (absorption sélective d'une direction de polarisation) et également une *biréfringence* (ralentissement d'une des deux composantes polarisées orthogonales de la lumière : déphasage), illustrée, sur la Fig. 3, dans le cas d'une lumière polarisée selon une direction faisant initialement un angle de  $45^\circ$  avec le champ magnétique extérieur,  $\vec{B}$ . Ce qu'il faut voir sur cette figure est qu'en se propageant,

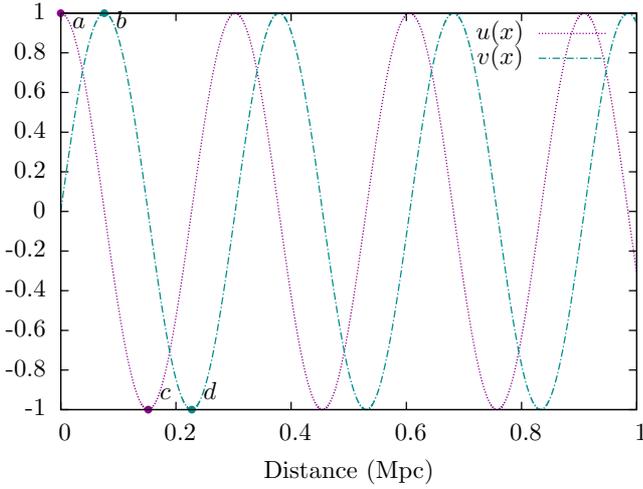


FIGURE 3 – Lumière de 500 nm, initialement polarisée : évolution, en fonction de la distance parcourue dans  $\mathcal{B} = 0,1 \mu\text{G}$ , de sa polarisation circulaire,  $v(x)$ , et d'un paramètre décrivant sa polarisation linéaire,  $u(x)$ . Valeurs utilisées : fréquence plasma,  $\omega_p = 3,7 \cdot 10^{-14} \text{ eV}$  ; masse de l'axion et constante de couplage aux photons :  $m = 4,5 \cdot 10^{-14} \text{ eV}$  et  $g = 7 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$ .

la lumière, de polarisation initialement linéaire (point  $a$  :  $u=1, v=0$ ), passera successivement à elliptique ( $u \neq 1, v \neq 0$ ), circulaire (point  $b$  :  $u=0, v=1$ ), redeviendra linéaire mais de direction perpendiculaire à la direction initiale (point  $c$  :  $u=-1, v=0$ ), devenant ensuite elliptique, à nouveau circulaire (point  $d$  :  $u=0, v=-1$ ), etc. Ceci est dû

au fait que, suite à l'interaction axion-photon, les états propres de propagation possèdent des masses différentes et ne voyagent plus à la même vitesse, menant à terme à un déphasage entre composantes perpendiculaire et parallèle. Pour une discussion d'ordre général, nous renvoyons le lecteur intéressé à [3]. Nos autres résultats obtenus en considérant des ondes planes y sont également présentés et discutés.

Nous donnerons maintenant un aperçu du cheminement qui a mené à la proposition théorique des axions, en partant des symétries du lagrangien de la chromodynamique quantique [2, 6] :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{u}(i\gamma^\mu D_\mu - m_u)u + \bar{d}(i\gamma^\mu D_\mu - m_d)d + \dots \quad (1)$$

Lorsqu'on considère la partie fermionique de ce lagrangien en incluant seulement les deux <sup>2</sup> quarks les plus légers (dont on néglige la masse nue), on observe qu'il possède, en plus de ses propriétés de symétrie vectorielle d'isospin et de changement de phase globale, une invariance sous les transformations axiales d'isospin et de phase chirale :  $SU(2)_A$  et  $U(1)_A$ . Plus concrètement, cette deuxième transformation, par exemple, est la suivante :

$$\psi \xrightarrow{U(1)_A} \psi' = e^{i\eta\gamma^5} \psi, \quad \begin{pmatrix} \xi_L \\ \xi_R \end{pmatrix} \xrightarrow{U(1)_A} \begin{pmatrix} e^{-i\eta}\xi_L \\ e^{i\eta}\xi_R \end{pmatrix}, \quad (2)$$

où  $\psi$  représente soit  $u$ , soit  $d$  et où  $\xi_{L,R}$  sont les spineurs de Weyl du quark correspondant : combinée avec la transformation de phase globale, (2) permet ainsi d'agir indépendamment sur la phase des parties lévogyres et dextrogyres des quarks.

Ces symétries axiales du lagrangien ne sont cependant pas partagées par l'état fondamental de la théorie, où les parties lévogyres et dextrogyres des quarks sont couplées suite à l'existence de condensats. De ce fait, il y a ce que l'on appelle une brisure spontanée de symétrie. Lorsque cela arrive, le théorème de Goldstone nous dit qu'un degré de liberté scalaire, un boson de Nambu-Goldstone, de masse nulle, doit correspondre à chacun des générateurs de symétrie continue spontanément brisés.

C'est ainsi qu'aux trois générateurs de  $SU(2)_A$  ont été associés les trois pions ; malgré tout un peu massifs (mais bien moins que les autres mésons), suite à l'approximation faite en négligeant les masses des quarks  $u$  et  $d$  dans (1) — la transformation  $SU(2)_A$  est, en fait, une symétrie *approximative* du lagrangien. Néanmoins, pour la symétrie  $U(1)_A$ , il n'y a pas de méson ayant une masse semblable aux trois pions pour correspondre à sa brisure spontanée, comme si elle n'avait pas eu lieu. Cette situation, pour le moins paradoxale étant donné que rien ne distinguait vraiment jusqu'alors les deux transformations, est ce que l'on a appelé le problème  $U(1)_A$ .

Pour le moment, cependant, nous n'avons pas tenu compte des contributions purement quantiques (anomalies), qui pourraient détruire la conservation du courant associé à  $U(1)_A$  (tout en épargnant celui de  $SU(2)_A$ ) et ainsi résoudre le problème.

2. Cette discussion peut aussi être faite en incluant le quark  $s$ .

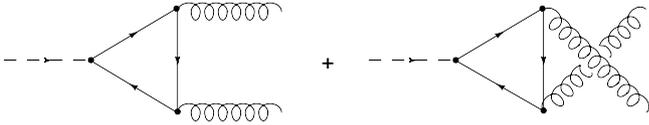


FIGURE 4 – Diagrammes de Feynman menant à l’anomalie chirale d’Adler–Bell–Jackiw [7].

L’équation de continuité de ce courant reçoit, en effet, des corrections quantiques (Fig. 4), qui ont pour conséquence que, suite à une transformation (2), l’action ne reste pas inchangée mais se voit attribuer un terme supplémentaire du type :

$$\delta S \propto -\eta \int \partial_\mu j_{U(1)_A}^\mu d^4x \propto \eta \int F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu} d^4x, \quad (3)$$

où  $F_{\mu\nu}^c$  correspond aux champs de couleur, avec  $\tilde{F}^{c\mu\nu}$ , son dual. Tout semblerait ainsi indiquer que le problème est résolu :  $U(1)_A$  ne serait finalement pas une symétrie du lagrangien, malgré les apparences et cela à cause de contributions purement quantiques, et il n’y a, en effet, alors aucune raison d’observer un méson correspondant à la brisure d’une symétrie qui n’existe pas<sup>3</sup>.

Toutefois, prenons garde que, de même qu’en QED, le produit  $F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu}$  peut se mettre sous la forme de la quadridivergence d’un quadrivecteur. De ce fait, si nous utilisons des conditions aux limites requérant la pure annulation des champs de jauge à l’infini, nous obtiendrions que la modification à l’action (3) — l’intégrale à l’infini d’une quadridivergence — est nulle, restaurant à l’occasion le problème que nous pensions avoir réglé : (2) redevenant une symétrie de  $\mathcal{L}$ .

Cependant, suite au caractère non-Abélien de QCD, à la place d’une condition de pure annulation, il est plus général de demander qu’à l’infini la configuration du champ  $A_\mu^c$  soit n’importe quelle transformation de jauge du cas  $A_\mu^c = 0$  (condition de *pure gauge*). En effet, une théorie de Yang–Mills présente des transformations de jauge non triviales, contenues par le groupe mais non décrites par son algèbre, qui ne sont pas accessibles en faisant une succession de transformations infinitésimales, c’est à dire qu’elles ne peuvent pas être continûment transformées les unes dans les autres : ce sont les *grandes* transformations de jauge. En étudiant les différentes configurations du champ  $A_\mu^c$  à l’infini, on peut ensuite classer celles-ci selon leurs propriétés topologiques et attribuer un état fondamental topologiquement différent, caractérisé par un indice entier  $|n\rangle$ , à chacune de ces classes : il y aurait un nombre infini de vides.

Au point de vue quantique, l’existence de solutions aux équations pour le champ  $A_\mu^c$  de type *instantons* a été mise en évidence. Les instantons sont des solutions non-perturbatives qui permettent de décrire de manière classique le processus d’effet tunnel, bien connu en mécanique

3. Notons qu’il est possible de construire formellement un courant conservé, ne provenant pas directement du lagrangien et tenant compte de l’anomalie (mais qui n’est alors pas invariant de jauge), cependant il ne laisse pas le vide invariant et ne permet pas de restaurer une symétrie  $U(1)_A$ .

quantique, et leur existence dans une théorie indique que celle-ci possède plusieurs minima du hamiltonien, séparés par des barrières de potentiel. Tout comme dans le cas du double puits de potentiel en mécanique quantique, afin d’avoir un vide stable en QCD, nous allons donc devoir prendre, comme état fondamental de notre théorie, une superposition des différents vides classiques  $|n\rangle$  :

$$|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} |n\rangle. \quad (4)$$

C’est là où nous désirions arriver : à la prise de conscience que la structure topologique du vide de QCD [8] est bien plus complexe que ne le laissait présager *a priori* le lagrangien classique — permettant au passage la résolution du problème  $U(1)_A$  [9].

Nous aurions pu penser que le paramètre  $\theta$  intervenant dans la définition (4) n’aurait pas de conséquences observables, cependant, il est assez facile de montrer que la transition entre vides  $|\theta\rangle$  et  $|\theta'\rangle$  n’est possible que si les deux angles sont égaux. À chaque valeur de  $\theta$  correspond ainsi une théorie différente, un monde physique différent ; ce qui fait que QCD comprend, en fait, deux constantes physiques fondamentales :  $\alpha_S$  et  $\theta$ .

Les expériences nous ont appris que la constante de couplage est de l’ordre de l’unité ; on peut se demander ce qu’il en est de la valeur de l’angle  $\theta$ , *a priori* arbitraire. Comme il est possible d’inclure les effets non perturbatifs du vide  $|\theta\rangle$  sous la forme d’un terme effectif dans le lagrangien qui a la propriété de violer CP,

$$\mathcal{L}_\theta \propto \theta F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu}, \quad (5)$$

des mesures du moment dipolaire électrique du neutron ont été réalisées afin d’obtenir la valeur du paramètre convoité. En définitive, celles-ci n’ont pu fournir qu’une borne supérieure, extrêmement contraignante : en effet, expérimentalement,  $\theta < 10^{-9}, 10^{-10}$ . La recherche d’une explication à cet état des choses s’appelle le problème CP en interactions fortes : que se passe-t-il en QCD pour que CP soit malgré tout conservé alors que cette combinaison de symétries est de toute façon violée par les interactions faibles ?<sup>4</sup>

L’axion intervient enfin comme conséquence (comme pseudo boson de Nambu–Goldstone) de la solution apportée par Peccei et Quinn [10] à ce problème : cette solution, qui nécessite au minimum deux doublets de Higgs, repose sur une symétrie  $U(1)_{P-Q}$ , qui doit provenir d’une théorie au-delà du modèle standard, et qui est spontanément brisée, apportant une compensation dynamique du terme (5).

Plus précisément, lorsque l’on inclut cette symétrie dont découle l’axion,  $\phi$ , dans la théorie, on introduit notamment un couplage de  $\phi$  avec le champ de jauge, tel que

4. En réalité, la situation est encore pire que cela car l’angle mesuré contient, en plus de l’angle du vide, une contribution provenant de la matrice de masse des quarks. Le problème se transforme alors en : pourquoi ces deux angles, provenant de différentes parties du modèle standard, se compenseraient-ils avec une telle précision ?

le terme pouvant mener à une violation de CP, incluant la contribution du vide  $|\theta\rangle$ , devient finalement :

$$\mathcal{L}_{\theta_{tot}} \propto \theta F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu} + \frac{\phi}{f_{PQ}} F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu} = \theta_{tot} F_{\mu\nu}^c \tilde{F}^{c\mu\nu}, \quad (6)$$

où  $f_{PQ}$  correspond à l'échelle d'énergie à laquelle la brisure de la symétrie a lieu. Du premier coup d'œil, nous voyons bien sûr que ce terme reste très similaire à (5) — dont l'influence sur le potentiel effectif peut être montrée<sup>5</sup> comme étant du type :

$$V(\theta) \propto 1 - \cos(n\theta). \quad (7)$$

Cependant, il y a une grande différence, qui réside dans le fait que l'angle  $\theta$  entrant dans (5) était une constante, tandis que  $\theta_{tot}(\phi) = \theta + \frac{\phi}{f_{PQ}}$  de (6) est maintenant devenu une variable dynamique; (7) jouant alors le rôle d'un potentiel effectif pour le champ d'axions.

Le fait que ce potentiel soit minimum pour une valeur nulle de l'angle n'était d'aucune aide pour la compréhension de l'absence de violation CP lorsque  $\theta$  n'était qu'un paramètre fixe; cependant, avec un angle dynamique nous pouvons maintenant la comprendre simplement. En effet, l'observable, lorsque l'on considère le mécanisme de Peccei–Quinn, n'est plus  $\theta$  mais bien  $\theta_{tot}$ ; ce qui implique que le minimum ait lieu en  $\langle\phi\rangle = -\theta f_{PQ}$ . Le champ d'axions, subissant le potentiel, prendra naturellement la valeur qui le minimise et l'angle effectivement mesuré sera nul; ceci résolvant élégamment le problème CP et nous laissant, si ceci est bel bien la réponse à ce problème, une particule de faible masse.

Notons enfin que, l'axion n'ayant toujours pas été observé, des contraintes obtenues théoriquement et devant relier sa masse et son couplage avec les autres particules sont parfois relaxées : on considère alors des particules similaires à l'axion (c'est ce que nous faisons), et l'on étudie plus généralement les propriétés de ces pseudoscalaires.

Pour conclure, nous avons introduit les observations astrophysiques indiquant l'existence d'un alignement à grande échelle des vecteurs de polarisation d'AGN et avons présenté les particules pseudoscalaires similaires à l'axion comme pouvant potentiellement expliquer ce phénomène. Après avoir rapidement mentionné des conséquences du mélange axion-photon, nous avons rappelé l'origine théorique des axions, qui apparaissent en QCD lorsque l'on tente d'expliquer le problème CP en interaction forte.

Actuellement, nous travaillons sur un formalisme en terme de paquets d'ondes et étudions les modifications que l'utilisation de ces paquets pourrait induire par rapport au cas d'une lumière décrite par des ondes planes; ces résultats devraient être l'objet d'une prochaine publication.

## Remerciements

Je voudrais remercier l'IISN pour le financement de mes recherches, Fredrik Sandin, pour ses conseils relatifs à l'utilisation concrète de la bibliothèque MPFR, Cédric Lorcé, pour ses explications à propos des instantons en QCD, ainsi que mes collaborateurs, Jean-René Cudell et Damien Hutsemékers.

## Références

- [1] D. Hutsemékers, *A&A* **332** (1998) 410; D. Hutsemékers et H. Lamy, *A&A* **367** (2001) 381; D. Sluse et coll., *A&A* **433** (2005) 757; D. Hutsemékers, R. Cabanac, H. Lamy et D. Sluse, *A&A* **441** (2005) 915; R. Cabanac, D. Hutsemékers, D. Sluse, et H. Lamy, *ASP Conf. Series.* **343** (2005), 498-502 [[arXiv:astro-ph/0501043](#)].
- [2] A. Payez, Mémoire de Licence : Axions et polarisation des quasars (Université de Liège, 2007).<sup>6</sup>
- [3] A. Payez, J.R. Cudell et D. Hutsemékers, *AIP Conf. Proc.* **1038**, Melville, New York : 2008, 211-219 [[arXiv:0805.3946 \[astro-ph\]](#)].
- [4] D. Hutsemékers et coll., à paraître dans les actes du congrès “Astronomical Polarimetry 2008”, LaMalbaie, Québec : 6-11 Juillet 2008 (P. Bastien et N. Manset, Eds.), *ASP Conf. Series* [[arXiv:0809.3088 \[astro-ph\]](#)].
- [5] Voir, par exemple : G. Raffelt et L. Stodolsky, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 1237; S. Das, P. Jain, J. P Ralston et R. Saha, *JCAP* **0506** 002 (2005) 1.
- [6] Quelques excellentes revues du sujet : R. Peccei, “Axions Theory, Cosmology and Experimental Searches”, *Lecture Notes in Physics* **741** (M. Kuster, G. Raffelt et B. Beltrán, Eds.), 3 (Springer-Verlag, Berlin 2008); M. Dine, TASI Lectures on the Strong CP Problem (2000) [[arXiv:hep-ph/0011376v2](#)]; J. E. Kim, *Phys. Rept.* **150** (1987) 1.
- [7] S. L. Adler, *Phys. Rev.* **177** (1969) 2426; J. S. Bell et R. Jackiw, *Nuovo Cimento* **60A** (1969) 47.
- [8] R. Jackiw et C. Rebbi, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 172; C. G. Callan Jr., R. F. Dashen et D. J. Gross, *Phys. Lett.* **63B** (1976) 334.
- [9] G. 't Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 8.
- [10] R. D. Peccei et H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440.

6. voir :

[www.theo.phys.ulg.ac.be/PTF/THESES\\_files/payez/UGthesis.pdf](http://www.theo.phys.ulg.ac.be/PTF/THESES_files/payez/UGthesis.pdf)

5. Voir, par exemple, J. E. Kim [6], p.57.